

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
Кафедра физики твердого тела

В.В. ПАРФЕНОВ, Р.Х. ЗАКИРОВ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР

Методическое пособие к лабораторной работе

Казань 2014

УДК 537.311.4
ББК В379.2

*Принято на заседании кафедры физики твердого тела
Протокол № 6 от 22 ноября 2014 года*

Рецензент:

канд. физ.-мат. наук, доц. кафедры радиоэлектроники К(П)ФУ
Гусев Ю.А.

Парфенов В.В., Закиров Р.Х.

Полупроводниковый инжекционный лазер / В.В. Парфенов,
Р.Х. Закиров. – Казань: Казан. ун-т, 2014. – 20 с.

Методическая разработка предназначена для студентов, обучающихся по направлениям бакалавриата 03.03.02 «Физика» и 28.03.01 «Нанотехнологии и микросистемная техника» при выполнении лабораторных работ по дисциплинам «Физика магнитных материалов и полупроводников», спецпрактикум, «Физика конденсированного состояния», «Физические основы микро- и наносистемной техники».

Пособие не освобождает и не ограничивает студента от обращения к другим источникам информации, в том числе рекомендованным в данном пособии, необходимым для выполнения лабораторных заданий, для подготовки к зачету и экзамену, поскольку не охватывает материал, вынесенный на самостоятельное изучение студентом.

© Парфенов В.В., 2014

© Закиров Р.Х., 2014

© Казанский университет, 2014

Полупроводниковый инжекционный лазер

Полупроводниковые инжекционные лазеры, так же, как и другой тип твердотельных излучателей – **светодиоды**, являются важнейшим элементом любой оптоэлектронной системы. В основе работы того и другого приборов лежит явление **электролюминесценции**. Применительно к вышеуказанным полупроводниковым излучателям, механизм электролюминесценции реализуется путем **излучательной рекомбинации** неравновесных носителей заряда, инжектированных через **p-n переход**.

Первые светодиоды появились на рубеже 50-х и 60-х годов XX века, а уже в 1961 г. **Н.Г. Басов, О.Н. Крохин и Ю.М. Попов** предложили использовать инжекцию в вырожденных p-n переходах для получения лазерного эффекта. В 1962 г. американским физикам **Р. Холлу** и соотр. удалось зарегистрировать сужение спектральной линии излучения полупроводникового светодиода, что было интерпретировано как проявление лазерного эффекта («сверхизлучение»). В 1970 г. российскими физиками – **Ж.И. Алферовым** с соотр. были изготовлены первые **лазеры на гетероструктурах**. Это позволило сделать приборы пригодными для массового серийного выпуска, что было в 2000 г. отмечено Нобелевской премией по физике. В настоящее время полупроводниковые лазеры получили самое широкое распространение в основном в устройствах для записи и считывания информации с компьютерных, аудио- и видео-компакт-дисков. Основными достоинствами полупроводниковых лазеров являются:

1. **Экономичность**, обеспечиваемая высокой эффективностью преобразования энергии накачки в энергию когерентного излучения;
2. **Малая инерционность**, обусловленная короткими характеристическими временами установления режима генерации ($\sim 10^{-10}$ с);
3. **Компактность**, связанная со свойством полупроводников обеспечивать огромное оптическое усиление;
4. **Простое устройство**, низковольтное питание, совместимость с интегральными микросхемами («микрочипами»);
5. **Возможность плавной перестройки длины волны** в широком диапазоне вследствие зависимости оптических свойств полупроводников от температуры, давления и т.д.

Главной особенностью полупроводниковых лазеров является использование в них **оптических переходов** с участием уровней энергии (энергетических состояний) **основных электронных энергетических зон** кристалла. В этом отличие полупроводниковых лазеров от, например, рубиновых лазеров, где используются оптические переходы между примесными уровнями иона хрома Cr^{3+} в Al_2O_3 . Для применения в полупроводниковых лазерах наиболее подходящими оказались полупроводниковые соединения $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Именно на основе этих соединений и их **твердых растворов** изготавливается промышленностью большая часть полупроводниковых лазеров. Во многих полупроводниковых материалах этого класса рекомбинация избыточных носителей тока осуществляется путем **прямых** оптических переходов между заполненными состояниями вблизи дна зоны проводимости и свободными состояниями вблизи вершины валентной зоны (рис.1). Большая вероятность оптических переходов в **прямозонных** полупроводниках и большая плотность состояний в зонах позволяют получить **высокое оптическое усиление** в полупроводнике.

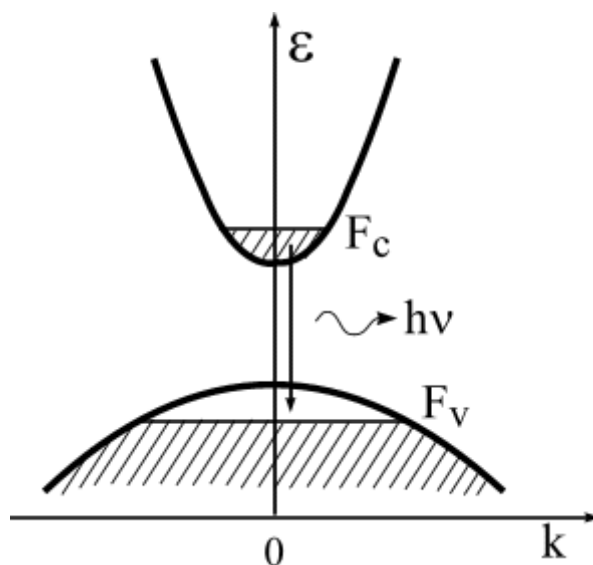


Рис. 1. Испускание фотона при излучательной рекомбинации в прямозонном полупроводнике с инверсной заселенностью

Рассмотрим основные принципы работы полупроводникового лазера. Если полупроводниковый кристалл, находится в состоянии **термодинамического равновесия** с окружающей средой, то он способен только **поглощать** падающее на него излучение. Интенсивность света, прошедшего в кристалле расстояние x , задается известным соотношением **Бугера-Ламберта**

$$J(x) = J(0)(1 - R)e^{-\alpha x}. \quad (1)$$

Здесь R - коэффициент отражения света;
 α - коэффициент поглощения света.

Для того, чтобы свет **усиливался**, проходя через кристалл, а не ослаблялся, требуется, чтобы коэффициент α был меньше нуля, что в **термодинамически-равновесной среде невозможно**. Для работы любого лазера (газового, жидкостного, твердотельного) требуется, чтобы рабочая среда лазера находилась в состоянии **инверсной заселенности** – таком состоянии, при котором количество электронов на высоколежащих уровнях энергии было бы большим, чем на ниже расположенных уровнях (такое состояние называется еще «состоянием с отрицательной температурой»).

Получим соотношение, описывающее состояние с инверсной заселенностью в полупроводниках. Пусть ε_1 и ε_2 – **оптически связанные** между собой энергетические уровни, первый из которых находится в валентной, а второй – в зоне проводимости полупроводника (рис.2). Термин «оптически связанные» означает, что переходы электрона между ними разрешены правилами отбора. Поглотив квант света с энергией $h\nu_{12}$, электрон переходит с уровня ε_1 на уровень ε_2 . Скорость такого перехода будет пропорциональна вероятности заселения первого уровня f_1 , вероятности того, что второй уровень пуст: $(1 - f_2)$ и плотности потока фотонов $P(h\nu_{12})$

$$\vartheta_{12} = B_{12}f_1(1 - f_2)P(h\nu_{12}). \quad (2)$$

Обратный переход – с верхнего уровня на нижний, может происходить двумя способами – за счет **спонтанной** и **вынужденной** рекомбинации. Во втором случае взаимодействие кванта света с электроном, находящимся на уровне ε_2 , «заставляет» рекомбинировать электрон с **испусканием** кванта света, **тождественного** тому, который вызвал процесс вынужденной рекомбинации. Т.о. в системе происходит усиление света, что и составляет суть работы лазера. Скорости спонтанной и вынужденной рекомбинации запишутся как:

$$\vartheta_{21}^c = A_{21}f_2(1 - f_1) \quad (3)$$

и

$$\vartheta_{21}^a = B_{21}f_2(1 - f_1)P(h\nu_{12}). \quad (4)$$

В состоянии термодинамического равновесия

$$\vartheta_{12} = \vartheta_{21}^c + \vartheta_{21}^a. \quad (5)$$

Используя условие 5, можно показать, что коэффициенты B_{12} , B_{21} и A_{21} («коэффициенты Эйнштейна») связаны между собой, а именно:

$$B_{12} = B_{21}; \quad A_{21} = \frac{8\pi n^3 (h\nu_{12})^2}{h^3 c^3} B_{21}, \quad (6)$$

где n – показатель преломления полупроводника; c – скорость света.

В дальнейшем, впрочем, спонтанную рекомбинацию мы учитывать не будем, т.к. скорость спонтанной рекомбинации не зависит от плотности потока фотонов в рабочей среде лазера, и скорость вынужденной рекомбинации будет при больших значениях $P(h\nu_{12})$ существенно превышать скорость спонтанной рекомбинации. Для того, чтобы происходило усиление света, скорость вынужденных переходов «сверху вниз» должна превышать скорость переходов «снизу вверх»:

$$B_{21}f_2(1-f_1)P(h\nu) > B_{12}f_1(1-f_2)P(h\nu). \quad (7)$$

Записав вероятности заселения электронами уровней с энергией ε_1 и ε_2 в виде

$$f_1 = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_1 - F_V}{kT}} + 1}; \quad f_2 = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_2 - F_C}{kT}} + 1}, \quad (8)$$

получим условие инверсной заселенности в полупроводниках

$$F_C - F_V > \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \geq \varepsilon_g, \quad (9)$$

т.к. минимальное расстояние между уровнями ε_1 и ε_2 как раз равно ширине запрещенной зоны полупроводника ε_g . Это соотношение известно как **соотношение Бернара-Дюрафура**.

В формулу 9 входят значения т. н. **квазиуровней Ферми** – уровней Ферми отдельно для зоны проводимости F_C и валентной зоны F_V . Такая ситуация возможна только для неравновесной, а точнее, для **квазиравновесной** системы. Для формирования в обеих разрешенных зонах уровней Ферми (уровней, разделяющих заполненные электронами и пустые состояния), требуется, чтобы **время релаксации импульса** электронов и дырок было на несколько порядков **меньше времени жизни** избыточных носителей заряда:

$$\tau \ll \tau_f. \quad (10)$$

В результате **неравновесный** в целом электронно-дырочный газ можно рассматривать как комбинацию **равновесного электронного** газа в зоне проводимости и **равновесного дырочного** газа в валентной зоне (рис. 2).

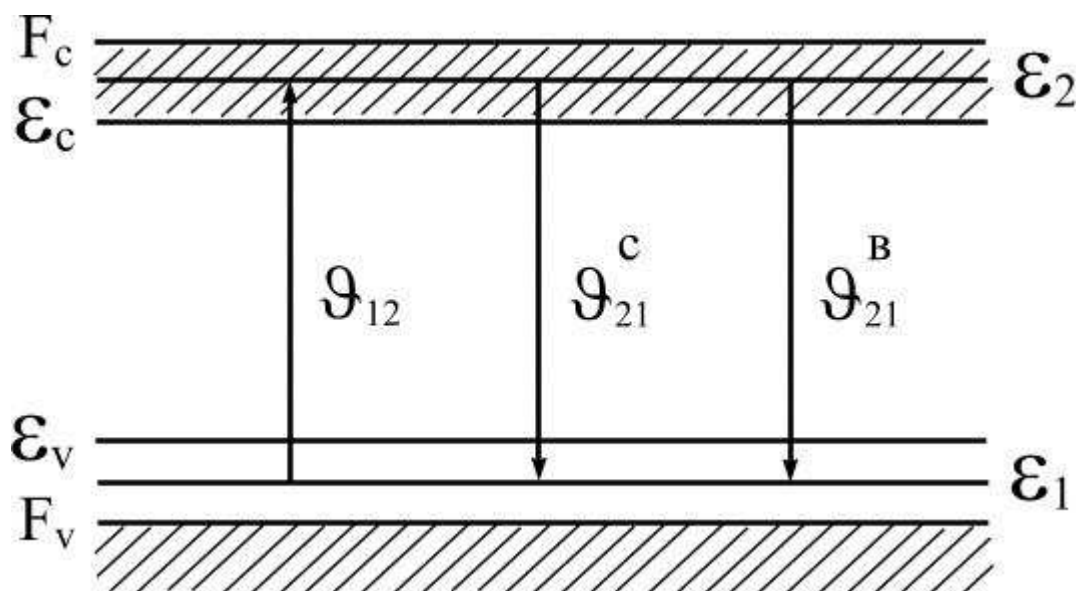


Рис. 2. Энергетическая диаграмма полупроводника с инверсной заселенностью уровней. Заполненные электронами состояния заштрихованы

Процедура создания в рабочей среде лазера (в нашем случае – в полупроводниковом кристалле) инверсной заселенности носит название **накачки**. Накачка полупроводниковых лазеров может осуществляться извне светом, пучком быстрых электронов, сильным радиочастотным полем, ударной ионизацией в самом полупроводнике. Но наиболее простым, экономичным и, в силу того, **наиболее распространенным** способом накачки полупроводниковых лазеров является **инжекция** носителей заряда в **вырожденном p - n переходе**. Принцип такой накачки понятен из рис. 3, где приведена **энергетическая диаграмма** такого перехода в состоянии термодинамического равновесия и при **большом прямом смещении**. Видно, что в области d , непосредственно примыкающей к p - n переходу, реализуется инверсная заселенность – энергетическое расстояние между квазиуровнями Ферми больше, чем ширина запрещенной зоны.

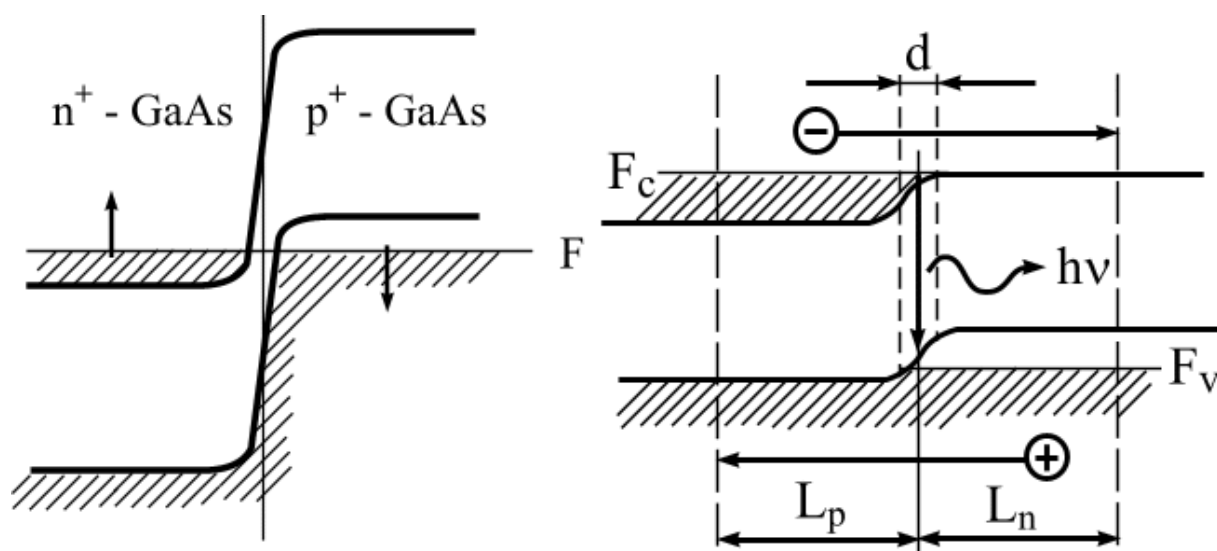


Рис. 3. Вырожденный p-n переход в состоянии термодинамического равновесия (слева) и при большом прямом смещении (справа)

Однако создание в рабочей среде инверсной заселенности является **необходимым**, но еще **не достаточным условием** для генерации лазерного излучения. В любом лазере часть подводимой к прибору мощности накачки будет бесполезно теряться. И только когда мощность накачки превысит определенную величину - **порог генерации**, лазер начинает работать как квантовый усилитель света. При превышении порога генерации:

- а) **резко возрастает** интенсивность испускаемого прибором излучения (рис. 4а);
- б) **сужается** спектральная линия излучения (рис. 4б);
- в) излучение становится **когерентным и узконаправленным**.

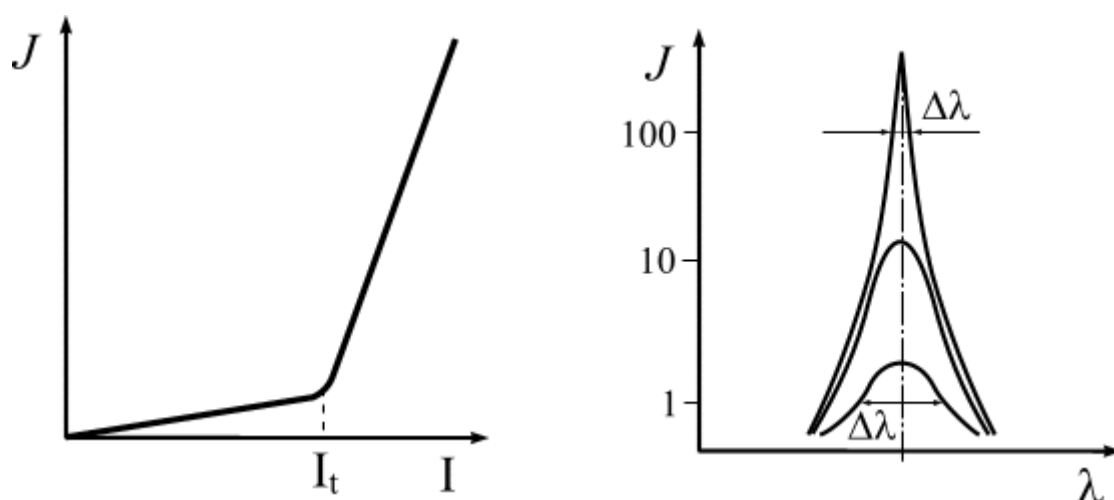


Рис. 4. Рост интенсивности (слева) и сужение спектральной линии излучения (справа) полупроводникового лазера при превышении током порогового значения

Для достижения пороговых условий генерации рабочую среду лазера обычно помещают в **оптический резонатор**. Это **увеличивает длину оптического пути** пучка света в рабочей среде, облегчает достижение порога генерации, способствует лучшей фокусировке пучка и т. д. Из всего разнообразия типов оптических резонаторов в полупроводниковых лазерах наибольшее распространение получил простейший **резонатор Фабри-Перо** – два плоско-параллельных зеркала, перпендикулярных р-п переходу. Причем в качестве зеркал используются отшлифованные грани самого полупроводникового кристалла.

Рассмотрим прохождение электромагнитной волны через такой резонатор. Примем коэффициент пропускания и коэффициент отражения левого зеркала резонатора за t_1 и r_1 , правого (через которое излучение выходит наружу) – за t_2 и r_2 ; длина резонатора – L . Пусть на левую грань кристалла падает извне электромагнитная волна, уравнение которой запишем в виде:

$$E = E_0 e^{i\omega(t - \frac{x\tilde{n}}{c})} = E_i e^{-x\Gamma}. \quad (11)$$

Пройдя через левое зеркало, кристалл и правое зеркало, часть излучения выйдет через правую грань кристалла, а часть отразится и снова пойдет к левой грани (рис. 5).

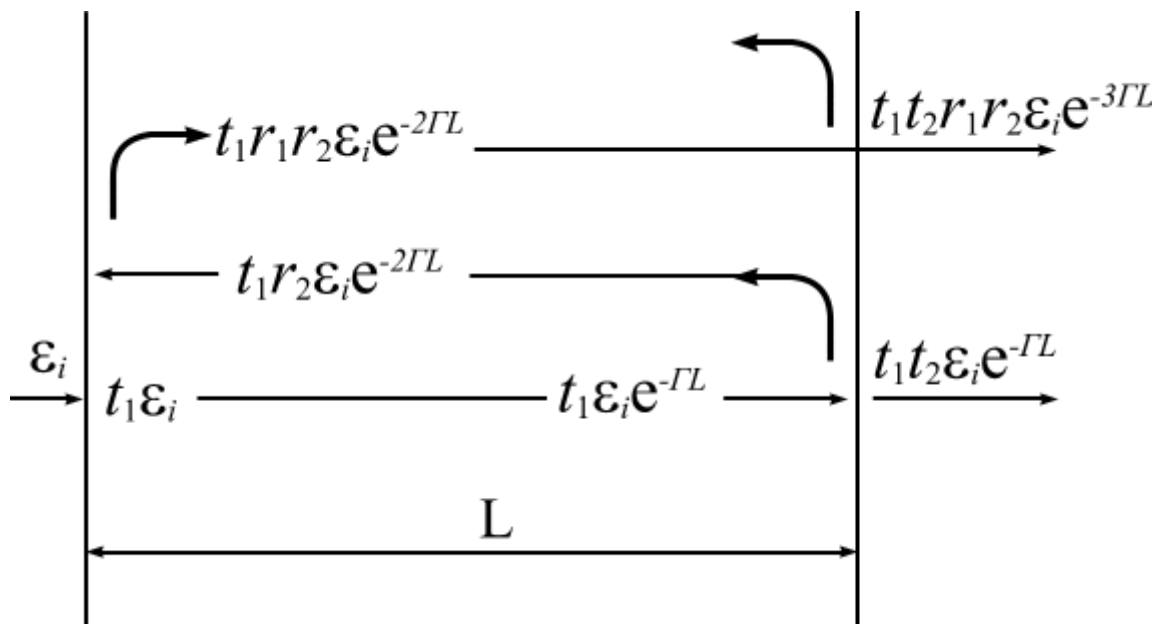


Рис. 5. Электромагнитная волна в резонаторе Фабри-Перо

Дальнейший ход луча в резонаторе, амплитуды выходящих и отраженных лучей понятны из рисунка. Просуммируем амплитуды всех электромагнитных волн, вышедших **через правую грань кристалла**:

$$\begin{aligned}\sum E_{i\partial\partial\hat{a}} &= E_i t_1 t_2 e^{-\Gamma L} + E_i t_1 t_2 r_1 r_2 e^{-3\Gamma L} + E_i t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 e^{-5\Gamma L} + \dots = \\ &= E_i t_1 t_2 e^{-\Gamma L} (1 + r_1 r_2 e^{-2\Gamma L} + (r_1 r_2)^2 e^{-4\Gamma L} + \dots) = E_i \frac{t_1 t_2 e^{-\Gamma L}}{1 - r_1 r_2 e^{-2\Gamma L}}.\end{aligned}\quad (12)$$

Потребуем, чтобы сумма амплитуд всех волн, выходящих через правую грань, не равнялась нулю даже при исчезающе малой амплитуде волны на левой грани кристалла. Очевидно, что это может быть только тогда, когда и знаменатель дроби (12) стремится к нулю. Отсюда получим:

$$r_1 r_2 e^{-2\Gamma L} = 1, \quad (13)$$

а с учетом того, что интенсивность света $J \sim E^2$, т. е. $r_1 = \sqrt{R_1}$; $r_2 = \sqrt{R_2}$, где R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал – граней кристалла «по интенсивности», и, к тому же, $r_1 \approx r_2$, окончательно соотношение для порога генерации запишем как:

$$R \cdot e^{-2\Gamma L} = 1. \quad (14)$$

Из (11) следует, что множитель 2Γ , входящий в показатель экспоненты, связан с комплексным показателем преломления кристалла:

$$2\Gamma = 2i\omega \frac{\tilde{n}}{c} = 2i\omega \frac{n - i\chi}{c} = 2i\omega \frac{n}{c} + 2\omega \frac{\chi}{c}. \quad (15)$$

В правой части (15) первое слагаемое определяет фазу световой волны, а второе – амплитуду. В обычной, термодинамически равновесной среде $2\omega \frac{\chi}{c} = \alpha$ – происходит ослабление (поглощение) света, в активной рабочей среде лазера это же соотношение следает записать в виде $-2\omega \frac{\chi}{c} = g - \alpha_i$, где g – **коэффициент усиления света**, а символом α_i обозначены **все потери** энергии накачки, не обязательно только оптической природы. Тогда **амплитудное пороговое условие** переписется как:

$$R \cdot e^{(g - \alpha_i)L} = 1 \quad \text{или} \quad g = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} + \alpha_i. \quad (16)$$

Таким образом, мы определили **необходимое** (9) и **достаточное** (16) условия генерации полупроводникового лазера. Как только величина **коэффициента усиления** превысит **потери** на величину, определяемую первым слагаемым (16), в рабочей среде с инверсной заселенностью

уровней начнется усиление света. Сама же величина коэффициента усиления будет зависеть от мощности накачки или, что для инжекционных лазеров то же самое, от величины **рабочего тока**. В обычной рабочей области полупроводниковых лазеров $50 \text{ нА}^{-1} \leq g \leq 400 \text{ нА}^{-1}$ и линейно зависит от величины рабочего тока

$$g = \beta(I - I_0). \quad (17)$$

Из (16) и (17) для **порогового тока** получим:

$$I_t = I_0 + \frac{\alpha_i}{\beta} + \frac{1}{\beta L} \ln \frac{1}{R}, \quad (18)$$

где через I_0 обозначен т. н. «порог инверсии» – значение рабочего тока, при котором достигается инверсная заселенность в полупроводнике. Т. к. обычно $I_0 \ll I_t$, первым слагаемым в (18) можно пренебречь.

Коэффициент пропорциональности β для лазера с использованием обычного р-п перехода и изготовленного, например, из GaAs можно рассчитать по формуле

$$\beta = \frac{1,59 \cdot 10^{-5}}{n^2 E^2 \Delta E}, \quad (19)$$

где E и ΔE – положение и полуширина спектральной линии излучения лазера.

Расчет по формуле 18 дает при комнатной температуре $T = 300 \text{ К}$ для такого лазера очень высокие значения пороговой плотности тока $5 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$, т. е. такие лазеры могут эксплуатироваться либо при хорошем охлаждении, либо в режиме коротких импульсов. Поэтому, как уже отмечалось выше, только создание в 1970 г. группой Ж.И.Алферова **лазеров на гетеропереходах** позволило **на 2 порядка снизить** пороговые токи полупроводниковых лазеров, что в конечном итоге и привело к массовому применению этих приборов в электронике.

Для того, чтобы понять, как этого удалось достичь, рассмотрим подробнее **структуру потерь** в полупроводниковых лазерах. К неспецифическим, **общим для любых лазеров**, и в принципе **неустранимым потерям** следует отнести потери на **спонтанные переходы** и потери на **термализацию**.

Спонтанные переходы с верхнего уровня на нижний будут присутствовать всегда, а поскольку излучаемые при этом кванты света будут иметь случайное распределение по фазе и направлению распространения (не будут **когерентны**), то затраты энергии накачки на

генерацию спонтанно-рекомбинирующих электрон-дырочных пар следует отнести к потерям.

При любом способе накачки в зону проводимости полупроводника будут забрасываться электроны, с энергией, большей энергии квазиуровня Ферми F_c . Эти электроны, теряя энергию в столкновениях с дефектами решетки, достаточно быстро опускаются до квазиуровня Ферми – процесс, называемый **термализацией**. Энергия, потерянная электронами при рассеянии их на дефектах решетки, и есть потери на термализацию.

К **частично-устранимым** потерям можно отнести потери на **безызлучательную рекомбинацию**. В прямозонных полупроводниках за безызлучательную рекомбинацию отвечают обычно глубокие примесные уровни. Тщательная очистка полупроводникового кристалла от примесей, образующих такие уровни, уменьшает вероятность безызлучательной рекомбинации.

И, наконец, потери на **нерезонансное поглощение** и на **токи утечки** можно значительно уменьшить, применяя для изготовления лазеров **гетероструктуры**.

В отличие от обычных р-п переходов, где справа и слева от точки контакта располагаются одинаковые полупроводники, отличающиеся только составом примесей и типом проводимости, в гетероструктурах по обе стороны контакта располагаются разные по химическому составу полупроводники. Эти полупроводники имеют различную ширину запрещенной зоны, поэтому в точке контакта будет наблюдаться «скачок» потенциальной энергии электрона (типа «крюк» или типа «стенка» (рис.6)).

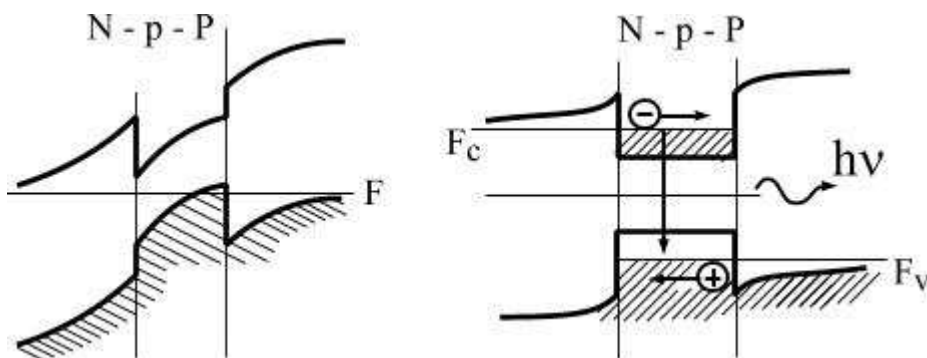


Рис. 6. Инжекционный лазер на основе двусторонней гетероструктуры в состоянии термодинамического равновесия (слева) и в рабочем режиме (справа)

В зависимости от типа проводимости полупроводников гетероструктуры могут быть **изотипными** (p - P , n - N гетероструктуры) и **анизотипными** (p - N , n - P гетероструктуры). Заглавными буквами в гетероструктурах принято обозначать полупроводник с большей шириной запрещенной зоны. Далеко не любые полупроводники способны образовывать качественные гетероструктуры, пригодные для создания на их основе электронных приборов. Для того, чтобы граница раздела содержала как можно меньше дефектов, компоненты гетероструктуры должны иметь **одинаковую кристаллическую структуру** и очень **близкие значения** постоянной кристаллической решетки. Среди полупроводников группы $A^{III}B^V$ только две пары соединений отвечают этому требованию: GaAs-AlAs и GaSb-AlSb и их **твердые растворы**, т.е. GaAs-Ga_xAl_{1-x}As ; GaSb-Ga_xAl_{1-x}Sb. Усложняя состав полупроводников, можно подобрать и другие пары, пригодные для создания гетероструктур, например InP-In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y} ; InP- Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}. Инжекционные лазеры изготавливаются и из гетероструктур на основе полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$, таких как PbTe-Pb_xSn_{1-x}Te; PbSe-Pb_xSn_{1-x}Se – эти лазеры излучают в дальней инфракрасной области спектра.

Потери на **токи утечки** в гетеролазерах удастся практически полностью устранить благодаря разнице в ширине запрещенных зон полупроводников, формирующих гетероструктуру. Действительно (рис.3), ширина области d вблизи обычного p - n перехода, где выполняется условие инверсной заселенности, составляет всего ≈ 1 мкм, в то время как инжектированные через переход носители заряда рекомбинируют в гораздо большей по размерам области $L_n + L_p$ шириной ≈ 10 мкм. Рекомбинация носителей в этой области не вносит вклад в когерентное излучение. В **двусторонней N - p - P гетероструктуре** (рис. 6) область с инверсной заселенностью **совпадает с толщиной слоя узкозонного полупроводника** в центре гетеролазера. **Практически все** инжектированные в эту область из широкозонных полупроводников электроны и дырки **там и рекомбинируют**. Потенциальные барьеры на границе раздела широкозонных и узкозонного полупроводника не дают «растекаться» носителям заряда, что резко повышает эффективность такой структуры по сравнению с обычным (рис. 3) p - n переходом.

В слое узкозонного полупроводника будут сосредоточены не только неравновесные электроны и дырки, но и **бóльшая часть излучения**. Причина этого явления заключается в том, что полупроводники, составляющие гетероструктуру, отличаются величиной показателя

преломления. Как правило, показатель преломления выше у узкозонного полупроводника. Поэтому все лучи, имеющие угол падения на границу двух полупроводников

$$\Theta \geq \Theta_{12} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}, \quad (20)$$

будут претерпевать **полное внутреннее отражение**. Следовательно, излучение будет «заперто» в активном слое (рис.7), что существенно уменьшит потери на **нерезонансное поглощение** (обычно это т.н. «поглощение свободными носителями заряда»).

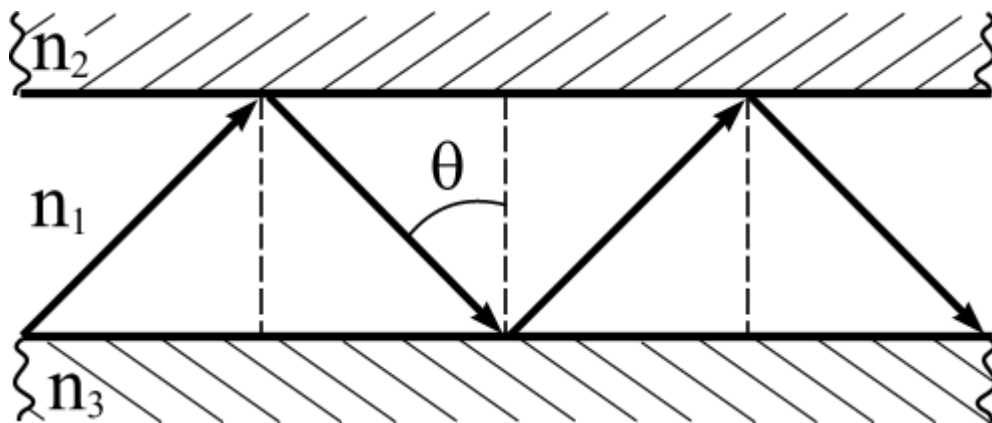


Рис.7. Оптическое ограничение при распространении света в гетероструктуре. При угле падения, большем θ , происходит полное внутреннее отражение от границы раздела полупроводников, составляющих гетероструктуру

Все вышесказанное и позволяет получить в гетеролазерах **гигантское оптическое усиление** при микроскопических размерах активной области: толщина активного слоя $d \approx 1 \text{ мкм}$, длина резонатора $L \approx 100 \text{ мкм}$. Гетеролазеры работают при комнатной температуре в **непрерывном режиме**, а характерные **плотности рабочих токов** не превышают 500 А/см^2 . **Спектр излучения** лазеров, в которых рабочей средой является **арсенид галлия**, представляет узкую линию с максимумом в ближней инфракрасной области спектра $\lambda_{\text{max}} \approx 0,9 \text{ мкм}$, лазеры на основе других полупроводниковых материалов излучают в видимом диапазоне длин волн $0,4\text{-}0,7 \text{ мкм}$, а также в инфракрасной области с $\lambda_{\text{max}} \approx 10 \text{ мкм}$.

Контрольные вопросы

1. В чем заключаются преимущества полупроводниковых инжекционных лазеров перед другими типами лазеров (газовые, рубиновые и т.д.)?
2. В чем инжекционные лазеры уступают другим типам лазеров?
3. Почему п.п. лазер нельзя изготовить из кремния или германия?
4. Как выглядит условие инверсной заселенности для п.п. лазера?
5. Для чего нужен оптический резонатор? Может ли лазер работать без резонатора?
6. Какие виды потерь в п.п. лазерах являются принципиально неустраняемыми?
7. Какие виды потерь можно устранить (уменьшить) и как это сделать?

ЗАДАНИЕ

В данной работе предлагается изучить работу полупроводникового инжекционного лазера.

- Исследовать спектральную характеристику и найти полуширину линии излучения.
- Измерить и построить диаграмму направленности лазерного луча.

Блок-схема измерительной установки приведена на рис. 1. Она состоит из лазера ЛПИ-103, блока питания ГИТ-11, запускающего генератора Г5-15, монохроматора ML 44 и фотоприемника (ФП), подключенного к измерительному прибору ВЗ-38.

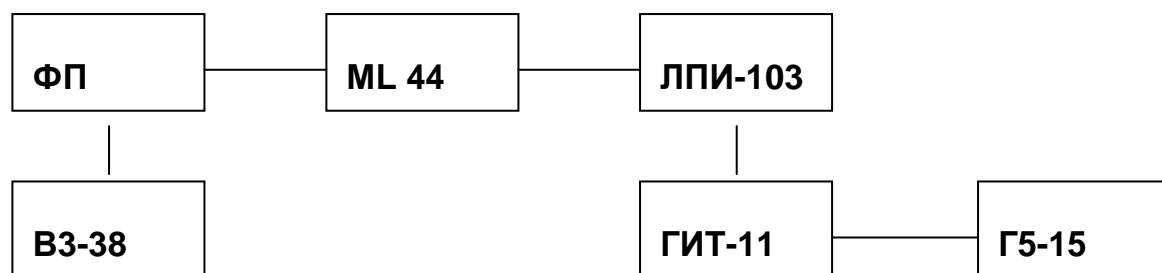


Рисунок 1. Блок-схема измерительной установки.

Лазер укреплен на поворотном столике и может вращаться вокруг вертикальной оси.

Для выполнения работы применяется высокосветосильный малогабаритный монохроматор ML 44, предназначенный для выделения

монохроматического излучения спектральном диапазоне 190-1200 нм. Управление монохроматором осуществляется с компьютера.

Выполнение работы

1. Включить генератор Г5-15. Ручками «Частота следования» и «Диапазон частот следования» выставить частоту запускающего импульса в пределах 50 – 100 Гц.
2. Переключателем «Длительность импульса» установить длительность запускающего импульса $3 \pm 0,5$ мкс.
3. На шкале «Измерение амплитуды» установить 20 – 30 В. Тумблер «Измерение амплитуды» должен быть включен.
4. Повернуть ручку «Амплитуда импульса» по часовой стрелке до зажигания неоновой лампочки.
5. Включить блок ГИТ-11. Характерный низкочастотный шум говорит о работе лазера.
6. Вручную установить ширину входной и выходной щелей монохроматора 0,02 мм.
7. Переключатель пределов измерения милливольтметра В3-38 поставить в положение 30 мВ.
8. Найти ярлык ML-44 на рабочем столе компьютера и открыть главное окно (рис. 9).

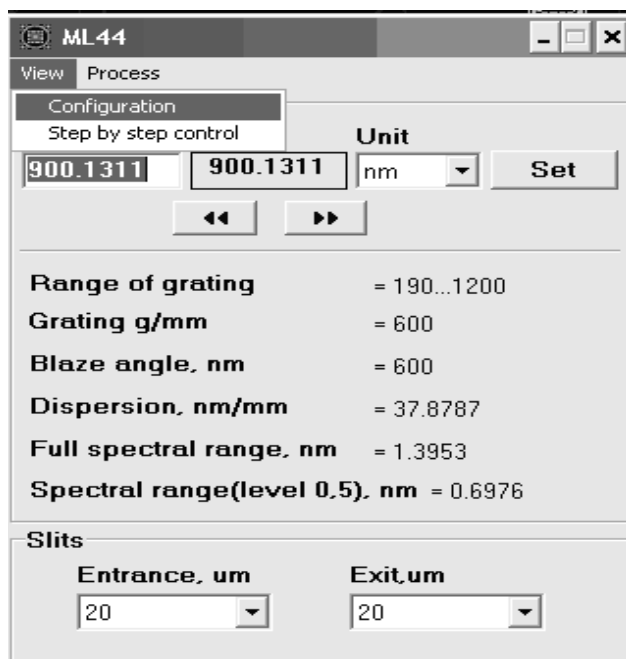


Рисунок 9. Главное окно монохроматора ML44

9. В главном окне последовательно нажать View и Configuration.

10. В окне Configuration (рис. 10) выбрать порт COM4 и нажать кнопку Connect.

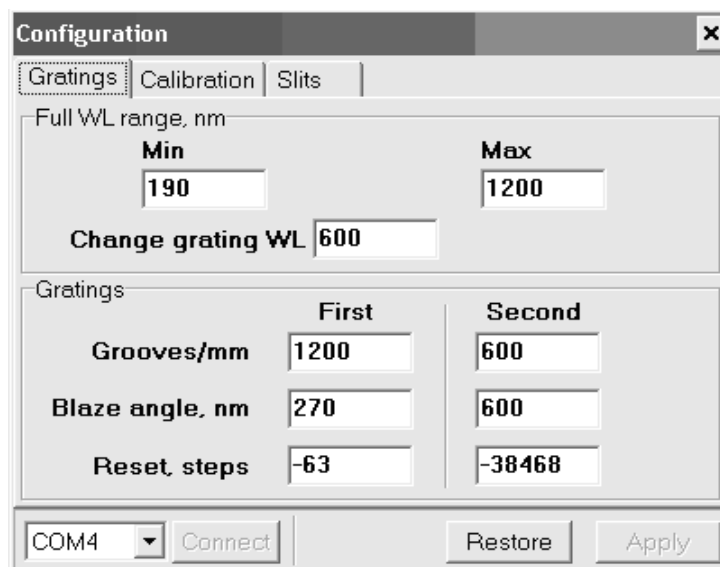


Рисунок 10. Окно Configuration

11. Выйти опять в главное окно (закрыв окно Configuration) и установить одинаковую ширину (20 μm) входной и выходной щели в окнах Slits (рис. 9).
12. В окне New установить 800, в окне Unit установить nm. Нажать кнопку Set.
13. Пользуясь пошаговым перемещением привода активной решетки вперед/назад с помощью кнопок << и >> главного окна монохроматора, измерить зависимость энергии излучения лазера от длины волны Ризл(λ). Текущая длина волны указывается при этом в окне Current, а интенсивность излучения регистрируется фотодиодом ФД-24К, подключенным к входу милливольтметра ВЗ-38.
14. Построить зависимость Ризл(λ) и измерить ширину спектра излучения на высоте 0,5 Ризл.max.
15. Установить в окне Current монохроматора деление, соответствующее Ризл.max.. Поворачивая лазер вокруг вертикальной оси, измерить зависимость Ризл(ϕ). Отсчет угла ϕ производится по лимбу, укрепленному в нижней части поворотного столика.
16. Построить график Ризл(ϕ).
17. По окончании работы выключить установку, для чего:
18. Выключить микровольтметр ВЗ-38.

19. Выключить блок ГИТ-11.
20. Через 2-3 мин. выключить генератор Г5-15.
21. Выключить компьютер.
22. Отключить все сетевые вилки от питающей сети.

Меры безопасности

Запрещается наблюдение излучения незащищенным глазом.

ЛИТЕРАТУРА

- 1) Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах, М., Мир, 1981.
- 2) Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры, М., 1976.

Содержание

Полупроводниковый инжекционный лазер.....	3
Контрольные вопросы	15
Задание.....	15
Выполнение работы	16
Литература	18

Учебное издание

**Парфенов Виктор Всеволодович,
Закиров Рифгат Хусниевич**

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ИНЖЕКЦИОННЫЙ ЛАЗЕР

Методическое пособие к лабораторным работам